

N84-20340

L-TM 77388
(0110 - 265)
file copy

Stationäre und nichtstationäre nichtlineare optische Spektroskopie an Oberflächenpolaritonen

Von H. E. PONATH

Friedrich-Schiller-Universität Jena

Inhaltsübersicht Es wird eine phänomenologische Theorie zur Ausbreitung nichtstationärer elektromagnetischer Wellen entlang der Grenzfläche zweier homogener isotroper Medien entwickelt. Die verkürzten Wellengleichungen für Oberflächenwellen, die durch äußere Kräfte (nicht-lineare Polarisations- und Materielfluktuationen) getrieben werden, werden aufgestellt. Am Beispiel der spontanen und stimulierten Ramanstreuung an Oberflächenpolaritonen wird die Beschreibung nichtlinearer optischer Effekte durch verkürzte Wellengleichungen dargelegt.

Stationary and Nonstationary Nonlinear Optical Spectroscopy on Surface Polaritons

Abstract. A phenomenological theory is given for nonstationary electromagnetic surface waves propagating along the boundary plane between two homogeneous isotropic media. The shortened wave equations are derived for surface waves driven by external forces (nonlinear polarizations and fluctuations of the matter). The description of nonlinear optical effects using shortened wave equations is demonstrated in the case of the spontaneous and stimulated Raman scattering processes on surface polaritons.

1. Einleitung

Die unikalen Eigenschaften von Kristallschichten, Dünnschichtstrukturen und ganz allgemein von Oberflächengrenzen spielen bei einer Vielzahl physikalischer Geräte eine entscheidende Rolle. Deshalb wurde in den letzten Jahren zur Untersuchung von Oberflächeneigenschaften und Materialparametern eine Reihe effektiver Methoden erarbeitet [1-3], unter denen insbesondere zur Analyse von optischen OberflächenSchwingungen (Oberflächenpolaritonen) die lineare optische Methode der unvollständigen Totalreflexion (ATR) [1, 4, 5] mit Erfolg angewandt wurde. Neben den aus der integrierten Optik bekannten Prinzipien der Einkopplung und Anregung von Oberflächenwellen [6], wie z. B. durch spezielle optische Anpassungsstücke [7] oder durch periodische Gitterstrukturen auf den zu untersuchenden Oberflächen [8], wurden in den letzten Jahren auch eine Reihe stationärer nichtlinearer optischer Experimente [9-12] durchgeführt und vorgeschlagen. Mit diesen Methoden gelingt – im Gegensatz zur ATR – prinzipiell die Anregung von Oberflächenwellen mit relativ großen Wellenzahlen k ($1/c \gg k \gg \frac{\omega}{c} / \epsilon_{\infty}$, a Gitterkonstante). Außerdem ist zu erwarten, daß eine nichtlineare aktive Oberflächenwellenspektroskopie – ähnlich wie im Falle der ARS an Volumenphononen – einen erheblichen Gewinn an Signalleistung bringt sowie Aussagen über nichtlineare Suszeptibilitäten in Oberflächennähe (Endringtiefe von der Größenordnung k^{-1}) ermöglicht.

Bei der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen entlang von Oberflächen (oder Grenzschichten bzw. in Schichten) ist eine wesentlich größere Information über die Oberflächeneigenschaften des Materials zu erwarten, als sie aus Untersuchungen mit Volumenwellen gewonnen werden kann. Damit liegt eine Übertragung der bekannten stationären und nichtstationären Methoden der linearen und nichtlinearen optischen Spektroskopie auf die Untersuchung von Oberflächen-Energiezuständen, Dämpfungs- bzw. Relaxationsparametern und anderer Materialkonstanten nahe. Die Vielfalt der physikalischen und andersartigen (z.B. biologischen) Situationen, bei denen die Kenntnis des Oberflächenzustandes der Materie von Wichtigkeit ist (auch unter Berücksichtigung angeregter Oberflächenenergieniveaus) legt die Vermutung nahe, daß eine optische Oberflächenwellen-Spektroskopie durchaus in der Lage ist, Beiträge zur Klarung des einen oder anderen durch Oberflächeneffekte hervorgerufenen physikalischen Erscheinungsbildes zu liefern.

In dieser Arbeit soll eine allgemeine nichtstationäre phänomenologische Theorie der Ausbreitung von Oberflächenwellen an der Grenzschicht zweier isotroper Medien dargelegt werden, wobei eine äußere (z.B. nichtlineare) Anregung der Wellen berücksichtigt werden soll. Das in [13] entwickelte Verfahren für die aktive Spektroskopie soll hier verallgemeinert werden. Insbesondere soll die Methode der verkürzten Wellengleichungen für Oberflächenwellen entwickelt und — stellvertretend für die nichtlineare Spektroskopie — an den Beispielen der Ramanstreuung diskutiert werden.

2. Nichtstationäre Oberflächenwellen

Das Ziel dieses Abschnittes ist die Aufstellung verkürzter nichtstationarer Wellengleichungen für von außen getriebene Oberflächenwellen. Dazu betrachten wir zwei durch die Grenzfläche $z = 0$ getrennte isotrope homogene nichtmagnetische Medien $r = 1$ ($z > 0$) und $r = 2$ ($z < 0$), deren elektrische Felder $\mathbf{E}^{(r)}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}^{(r+)} + \mathbf{E}^{(r-)}$ beiderseits der Grenzfläche den Wellengleichungen genügen

$$\left(\nabla \times \nabla \times -\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(\omega) \right) \mathbf{E}^{(r+)}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{F}^{(r+)}(\mathbf{r}, \omega). \quad (1)$$

$\mathbf{F}^{(r+)}$ bezeichnet die äußere (z.B. vorgegebene) Treiberkraft und soll vorerst nicht weiter spezifiziert werden. Es enthält insbesondere alle nichtlinearen Polarisierungen, Materiefluktuationen (auch allgemein alle Fluktuationen von Material- und geometrischen Parametern, wie z.B. $\delta\epsilon$, und Oberflächenrauhigkeitsfluktuationen) und Feldfluktuationen, auch gewisse nicht im homogenen Anteil von (1) erfaßte lineare Polarisations- (z.B. von Beimengungen) und Stromanteile. Die Lösungen von (1) für $z > 0$

$$\mathbf{E}^{(r+)}(\mathbf{r}, t) = \int \frac{d^3 k d\omega}{(2\pi)^4} \left\{ \frac{u_r''(\omega, \mathbf{k}_r)}{z_r + (-1)^r i k_z} + \frac{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r F^{(r+)}(\omega, \mathbf{k}) - k(k F^{(r-)} - k))}{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r \right)} \right\} e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}, \quad (2)$$

$$u_r''(\omega, \mathbf{k}_r) \equiv \sqrt{k_r^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(\omega)}, \quad \mathbf{k}_r \equiv (k_x, k_y), \quad \mathbf{r}_r \equiv (\mathbf{r} - \mathbf{y}), \quad \mathbf{k} = (k_r, z), \quad \mathbf{r} = (\mathbf{r}_r, z).$$

besitzen zwei Art: die nämlich die speziellen inhomogenen Lösungen, die den Wellen mit den absorptionsfreien Dispersionsrelationen $k = \omega_r^{-1} \sqrt{\epsilon_r(\omega)}$ entsprechen (2. Summand in der Klammer in (2)) und die erzwungenen homogenen Lösungen (erster Summand in (2)).

von (1), die die senkrecht zur Grenzfläche gedämpften Oberflächenwellen mit den vorerst noch unbestimmten Amplituden $u^{(r)}$ darstellen:

$$\mathbf{E}_0^{(r+)}(\mathbf{r}, t) = \int \frac{d^2 k_r d\omega}{(2\pi)^2} u^{(r)}(\omega, k_r) e^{(-1)^r k_r z} . \quad (2)$$

Diese 6 Größen $u_\alpha^{(r)}(\omega, k_r)$, $\alpha = x, y, z$ sind so zu wählen, daß die Grenzbedingungen

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_r^{(1+)}(\mathbf{r}_r, z = +0, t) &= \mathbf{E}_r^{(2+)}(\mathbf{r}_r, z = -0, t), \\ \mathbf{H}_r^{(1+)}(\mathbf{r}_r, z = +0, t) &= \mathbf{H}_r^{(2+)}(\mathbf{r}_r, z = -0, t) \end{aligned} \quad (3)$$

erfüllt sind; weiterhin ziehen wir noch die zwei Gleichungen

$$\operatorname{div} \mathbf{D}^{(r+)}(\mathbf{r}, \omega) = 0$$

mit

$$\mathbf{D}^{(r+)} = \epsilon_r \mathbf{E}^{(r+)} + 4\pi P_{NL}^{(r+)} = \epsilon_r \mathbf{E}^{(r+)} + \frac{c^2}{\omega^2} \mathbf{F}^{(r+)}(\mathbf{r}, \omega)$$

heran und erhalten

$$u_r^{(1)} - u_r^{(2)} = - \int \frac{dk_z}{2\pi} A_r(\omega, k_z), \quad (4a)$$

$$iz_1 u_r^{(1)} + iz_2 u_r^{(2)} + k_z(u_z^{(1)} - u_z^{(2)}) = \int \frac{dk_z}{2\pi} \{k_z A_r - k_r A_z\}. \quad (4b)$$

$$k_r u_r^{(1)} - iz_1 u_z^{(1)} = 0, \quad (4c)$$

$$k_r u_r^{(2)} + iz_2 u_z^{(2)} = 0, \quad (4d)$$

$$A^{(r)}(\omega, k) \equiv \frac{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r F^{(r+)} - k(k_r F^{(r+)} - k_z A_z)}{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r \right)}, \quad A \equiv A^{(1)} - A^{(2)}. \quad (4e)$$

Die Bestimmung der Größen $u_\alpha^{(r)}$ in Abhängigkeit von den Treiberkräften $F^{(r+)}$ ergibt ($r, \sigma = 1, 2$):

$$u_r^{(1)}(\omega, k_r) =$$

$$\int \frac{dk_z}{2\pi} \frac{k_r(z_2 - z_1 + ik_z)(k_\sigma A_\sigma) - ik_r k_\sigma^2 A_z - i(k_\sigma^2 - z_1 z_2)[(l_z - iz_2) A_r - k_r A_z]}{(z_1 + z_2)(k_\sigma^2 - z_1 z_2)}.$$

$$u_r^{(2)}(\omega, k_r) = u_r^{(1)} + \int \frac{dl_z}{2\pi} A_r \quad r = 1, 2 \quad (5)$$

$$u_z^{(r)}(\omega, k_r) = \int \frac{dk_z}{2\pi} \frac{\left\{ (-1)^r z_{3-r} k_z + i \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{3-r} \right\} (k_\sigma A_\sigma) + (-1)^r z_{3-r} k_\sigma^2 A_z}{(z_1 + z_2)(k_\sigma^2 - z_1 z_2)}.$$

Dabei lassen sich die Nenner unter dem Integranden auch der gestalt umformen:

$$\begin{aligned} (z_1 + z_2)(k_r^2 - z_1 z_2) &= \frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon_1 z_2 + \epsilon_2 z_1) \\ &= \frac{\omega^2 (z_1 - z_2) (\epsilon_1 + \epsilon_2)}{c^2 (k_r^2 + z_1 z_2)} \left\{ k_r^2 - \frac{\omega^2 \epsilon_1 \epsilon_2}{c^2 (\epsilon_1 + \epsilon_2)} \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

Mit (5), (6) wird offensichtlich, daß die Felder (2a) der (absorptionsfreien) Dispersionsrelation [5]

$$k_{\sigma M}^{\perp} = \frac{\omega_M^2}{c^2} \lim_{r \rightarrow 0} \left(\frac{e_1 e_2}{e_1 + e_2} \right)_M, \quad \text{d.h.} \quad \omega_M(k_{\sigma M}), \quad (7)$$

genügen und daß es sich damit um Oberflächenwellen handelt. Wir nehmen weiterhin stets an, daß $e_{1M} < 0$ sei und daß bei ω_M gilt $(e_1 + e_2)_M < 0$.

Zur Aufstellung einer Bewegungsgleichung für die Oberflächenfelder betrachten wir deren Fouriertransformierte (2)

$$E_0^{(+)}(\omega, k) = \frac{u^{(r)}(\omega, k_r)}{z_r(\omega, k_r) + (-1)^r i k_z} \quad (8)$$

und erhalten mit (6), (5), (4e) und $k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r = k_z^2 + z_r^2$,

$$\left(k_{\sigma}^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{e_1 e_2}{e_1 + e_2} \right) E_0^{(+)}(\omega, k) = \frac{1}{z_r + (-1)^r i k_z} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk'_z}{2\pi} \frac{R_{\beta}^{ij}(\omega, k_r, k'_z) F_{\beta}^{ij-}(\omega, k_r, k'_z)}{(k'_z - iz_j)(k'_z + iz_j)} \quad (9)$$

$$r, j = 1, 2, \quad x, \beta = 1, 2, 3.$$

Diese aus der homogenen Lösung von (2) entstandene Gleichung stellt die Fouriertransformierte der inhomogenen Differentialgleichung für Oberflächenwellen dar, d.h. ist die Übergangsbedingungen (3) befriedigende fouriertransformierte Oberflächen-Wellen-Gleichung, aus (9) muß bei Abspaltung schneller Frequenzanteile die verkürzte Oberflächenwellen-Bewegungsgleichung erhalten werden. Die Matrix R_{β}^{ij} läßt sich mit (4e) und (5) berechnen:

$$R_{\beta}^{ij}(\omega, k) = \frac{(-1)^{j+1} (k_{\sigma}^2 + z_1 z_2) c^4}{(z_1 + z_2)(e_1 + e_2) \varepsilon_j \omega^4} \left\{ \begin{aligned} & [(-1)^r z_{3-r} - ik_z] (k_{\sigma}^2 - z_1 z_2) \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_j \delta_{\alpha \beta} \\ & + [(z_1 - z_2) z_j^2 + i \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_j k_z - (-1)^r z_{3-r} (k_{\sigma}^2 - z_1 z_2)] k_{\alpha} k_{\beta} \\ & + [(z_1 - z_2) k_z - ik^2 + i(k_{\sigma}^2 - z_1 z_2)] \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_j k_{\alpha} \delta_{\beta \beta} \\ & + [k_z \{ik_z + (-1)^r z_r\} (z_j^2 - z_{3-r}^2) - i(k_{\sigma}^2 - z_{3-r}^2) (z_j^2 + k_z^2)] \delta_{\alpha \beta} k_{\beta} \\ & + [ik_z + (-1)^r z_r] (k_{\sigma}^2 + z_{3-r}^2) \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_j \delta_{\alpha \beta} \delta_{\beta \beta} \end{aligned} \right\}. \quad (10)$$

Wir unterziehen die Fourierkoeffizienten in (9) einer Reihenentwicklung nach $\omega - \omega_M$, $k_x - k_{xM}$, $k_y - k_{yM}$ und Γ_r , wobei der Entwicklungspunkt (M) auf der absorptionsfreien Dispersionskurve ($\tilde{\epsilon}$) $\omega_M(k_{\sigma M})$ liegt, und erhalten unter der vereinfachenden Annahme, daß nur $\varepsilon_1(\omega - i\Gamma_1)$ komplex sei und nur eine einzige Dämpfungskonstante Γ_1 besitzt,

$$\left(k_{\sigma}^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\epsilon} \right) = 2k_{\sigma M} \{ -v_M^{-1}(\omega - \omega_M) + e_M(k_r - k_{\sigma M}) + i\Gamma_M^{-1}\Gamma_M \} - \dots \quad (11)$$

$$i\Gamma_M^{-1} = \left(\frac{dk_{\sigma}}{d\omega} \right)_M^{-1} = \frac{1}{2k_{\sigma M} c^2} \left(\frac{d(\omega^2 \tilde{\epsilon})}{d\omega} \right)_M, \quad \Gamma_M = \frac{\omega_M^2 \Gamma_1}{2c^2 k_{\sigma M}} \left(\frac{d\tilde{\epsilon}}{d\omega} \right) \Gamma_1 = \left(1 - \frac{i}{\omega} \right) \Gamma_1,$$

$$\tilde{\epsilon} \equiv \varepsilon_1 - \varepsilon_2^{-1}, \quad e_M \equiv R_{\sigma M} k_{\sigma M}^{-1}, \quad i\Gamma_M \equiv \left(\frac{\omega}{k_{\sigma M}} \right)_M.$$

v_M, v_r sind Gruppen- und Phasengeschwindigkeit der Oberflächenwelle. Γ_M ist die Frequenz-Linienbreite. Γ_1 ist die TO-Linienbreite. $\varepsilon_{\text{pl}}^{(r)} = \epsilon_\infty - (\epsilon_0 + \epsilon_\infty) \omega_{T_0}^2 / (\omega - \omega - i\Gamma_1)^{-1}$ bzw. für Metalle die Plasmonendämpfungskonstante $\varepsilon_{\text{pl}}^{(r)} = 1 - Q_p^2 \omega^{-1} (\omega - i\Gamma_1)^{-1}$ (ε_2 sei reell). Bei Abspaltung schneller Raum- und Zeit-Frequenzen w_r, ω_0 (Summation über $r = x, y, z$)

$$\begin{aligned} E_0^{(r+)}(\mathbf{r}, t) &= e_r A_r^{(r)}(\mathbf{r}_r, t) e^{i(\omega_0 t - w_r r_r) + (-1)^r x_r^0}, \\ z_r^0 &\equiv \sqrt{w_r^2 - \frac{\omega_0^2}{c^2} \varepsilon_r(\omega_0)}, \end{aligned} \quad (12)$$

ergibt die Fourier-Rücktransformation der linken Seite von Gl. (9) unter Mitnahme der ersten Entwicklungsordnung (11)

$$\begin{aligned} &\int \frac{d^3 k d\omega}{(2\pi)^3} \left\{ k_\sigma^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\varepsilon}(\omega) \right\} E_{\lambda 0}^{(r+)}(\omega, \mathbf{k}) e^{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})} \\ &= 2ik_x \left[\omega_M^{-1} \frac{\partial}{\partial t} + e_M \text{grad}_{\mathbf{r}_r} - i\omega_M^{-1} (\omega_M - \omega_0 + i\Gamma_M) \right. \\ &\quad \left. + i e_M (k_{\sigma M} - w_r) \right] A_r^{(r)}(\mathbf{r}_r, t) e^{i(\omega_0 t - w_r r_r) + (-1)^r x_r^0} \end{aligned} \quad (13)$$

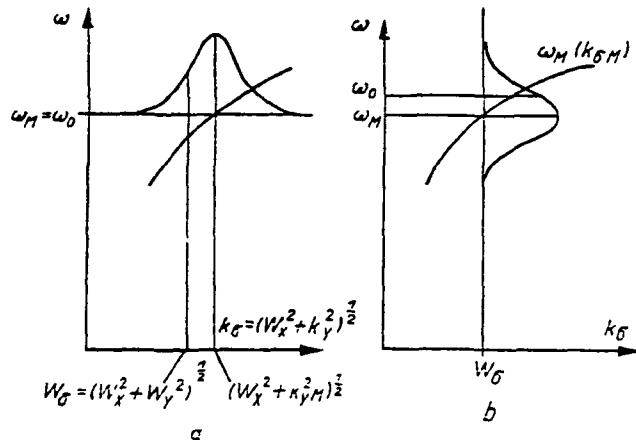


Abb. 1 Betrachtung der Linienform im k -Raum (a) und im Frequenzraum (b)

Die schnellen Frequenzen ω_0, w_r können je nach dem experimentell vorliegenden Verhalten noch zu $\omega_M, k_{\sigma M}$ in Beziehung gebracht werden; es ergeben sich insbesondere aus (13) die beiden Spezialfälle:

a) Linienform im k -Raum (Abb. 1a):

$\omega_0 = \omega_M, w_r = k_{\sigma M}$ seien festgehalten, aber bezüglich w_r ergibt sich um das mit (7) vorgegebene $k_{\mu M}(\omega_M, k_{\sigma M})$ eine k -Raum-Linienform zu

$$-2k_{\mu M}(k_{\mu M} - w_r) + i \frac{\omega_0^2}{c^2} \left(\frac{\tilde{\varepsilon}}{\tilde{\varepsilon} \omega_0} \right) \Gamma_1. \quad (14)$$

Dieser Fall ist für die k -Raum-Spektroskopie von Interesse.

b) Linienform im Frequenzraum (Abb. 1b):

$w_r = k_{rM}$ sind festgehalten, es existiert eine Frequenz-Linienform um $\omega_M(w_r)$

$$2w_r v_M^{-1}(\omega_M(w_r) - \omega_0 + i\Gamma_M). \quad (13b)$$

In gleicher Weise soll der Koeffizient vor $F_\beta^{(j+1)}$ auf der rechten Seite von (9) am Entwicklungspunkt (M) entwickelt werden, wobei wir uns auf das Glied in nullter Ordnung beschränken. Mit

$$F^{(1+)}(\omega, k_r, k'_z) = \int_0^\infty dz' F^{(1+)}(\omega, k_r, z') e^{ik'_z z'}$$

(und analog für $r=2$ mit den Grenzen $-\infty \dots 0$) ergibt die Fourier Rücktransformation der rechten Seite von (9) (wie bei Gl. (13))

$$\begin{aligned} & e^{(-1)^r x_r^M z} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk'_z}{2\pi} \left\{ \int_0^\infty dz' \frac{R_{\alpha\beta}^1(M, k'_z) e^{ik'_z z'} F_\beta^{(1+)}(t, r_r, z')}{(k'_z + iz_1^M)(k'_z - iz_1^M)} \right. \\ & \left. + \int_{-\infty}^0 dz' \frac{R_{\alpha\beta}^2(M, k'_z) e^{ik'_z z'} F_\beta^{(2+)}(t, r_r, z')}{(k'_z + iz_2^M)(k'_z - iz_2^M)} \right\}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$R_{\alpha\beta}^j(M, k'_z) \equiv R_{\alpha\beta}^j(\omega_M, k_{rM}, k'_z), \quad z_r^M \equiv \sqrt{k_{rM}^2 - \frac{\omega_r^2}{c^2} e_{rM}}.$$

Die komplexe Integration von (14) über k'_z ergibt mit (13)

$$\begin{aligned} & \left(v_M^{-1} \frac{\partial}{\partial t} + e_M \text{grad}_{r_r} - iv_M^{-1}(\omega_M - \omega_0 + i\Gamma_M) + ie_M(k_{rM} - w_r) \right) A_s^{(r)}(t, r_r) \\ & = \frac{-i}{4k_{rM}} e^{-i(\omega_0 t - w_r r_r) + (-1)^r (x_r^M - x_r^0) z} \left\{ \frac{R_{\alpha\beta}^1}{z_r^M} \int_0^\infty F_\beta^{(1+)}(t, r_r, z') e^{-z_1^M z'} dz' \right. \\ & \left. + \frac{R_{\alpha\beta}^2}{z_r^M} \int_{-\infty}^0 F_\beta^{(2+)}(t, r_r, z') e^{z_2^M z'} dz' \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

Da die linke Seite von Gl. (15) bei Verwendung von (12) unabhängig von z ist, muß der z -abhängige Faktor in (15)

$$\exp \{(-1)^r (z_r^M - z_r^0) z\} \approx 1$$

sein. Die Separation von z mit dem Ansatz (12) führt also nur : in Ziel, wenn mit $z \lesssim z_{\max} \approx 3(z_r^0)^{-1}$ im Bereich der Linienbreite $|\omega_M - \omega_0| \approx 3\Gamma$ Bedingung

$$3 \left| \frac{z_r^M - z_r^0}{z_r^0} \right| \approx \frac{10w_r}{(z_r^M)^2} \left(\frac{1}{v_M} - \frac{1}{v_p} \right) \Gamma_1 \ll 1 \quad (16a)$$

erfüllt ist, was wir im folgenden stets annehmen wollen. Damit stellt (15) die allgemeine Form der nichtstationären Bewegungsgleichung für die langsamsten Feldamplituden $A_s^{(r)}$ der Oberflächenwelle beiderseits der Grenzfläche $z=0$, wobei die Tieferkräfte $F^{(j+1)}$ noch von beliebiger Form sein können. Die Matrix $R_{\alpha\beta}^j \equiv R_{\alpha\beta}^j(\omega_M, k_{rM}, (-1)^{j+1})$ ergibt sich mit (10) zu

$$R_{\alpha\beta}^j = \left(\frac{4z_r^M \epsilon_r c^2}{(z_r^M + z_1^M) v_r^2} \right) \left(\begin{array}{ccc} -k_x^2 & -k_x k_y & (-1)^r i z_r l_x \\ -k_x k_y & -k_y^2 & (-1)^r i z_r l_y \\ (-1)^{r-1} i z_r l_x & (-1)^{r-1} i z_r l_y & (-1)^{r-1} i z_r l_z \end{array} \right)_{rl}$$

Die Vernachlässigung der 2. Ableitungen der langsamen Amplituden in (15) ist nur dann eine gute Näherung, wenn die Impulslänge der Treiberimpulse T_L z.B. nicht kürzer ist als

$$T_L^2 \gg \frac{\omega_M \Gamma_M^{-1}}{2\omega_M c} \left(\frac{\epsilon_0 \mu_0}{\epsilon \bar{\epsilon}_M} \right)_M \quad (16)$$

sind. Wegen des glatten Verlaufes der Oberflächenwellen-Dispersionskurve liegen hier ähnliche Verhältnisse wie bei den Volumenpolaritonen vor.

Zum Abschluß dieses Abschnittes sei noch ein einfaches Beispiel betrachtet. Es sei nur im Medium $z > 0$ eine äußere treibende Kraft vorhanden, deren Amplitude innerhalb des interessierenden z -Bereiches ($z \sim 3z_1^{-1}$) nicht von z abhängt:

$$\mathbf{F}^{(1+)}(t, r) = F_0^{(1+)}(t, x) e^{i(\omega_0 t - w_x x) - iw_z z}, \quad (18a)$$

$$\mathbf{F}^{(2+)} = 0, \quad \mathbf{w}_r = (w_x, 0).$$

Mit $\mathbf{w}_o = \mathbf{k}_{oM}$ und Gl. (13b), (15) ergibt sich

$$\begin{aligned} & \left\{ v_M^{-1} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} - w_M^{-1} (\omega_M - \omega_0 + i\Gamma_M) \right\} A_x^{(r)}(t, x) \\ &= \frac{-i}{4w_x z_1^M (z_1^M + iw_z)} R_{\alpha\beta}^{(1)} F_0^{(1+)}(t, x), \end{aligned} \quad (18)$$

wobei mit (16a) der Faktor $\exp(-\{z_1^M - z_1^0\}z)$ vernachlässigt wurde. Eine solche Vereinfachung (18a) ist wohl für biharmonische Treiberkräfte [13] möglich, nicht aber für die gestimulierte Ramanstreuung an Oberflächenpolaritonen.

3. Nichtlineare Spektroskopie an Oberflächenwellen

Mit der nichtstationären Bewegungsgleichung für die Oberflächenfelder (12), (15) gelingt ganz analog zum Fall der Volumenspektroskopie eine allgemeine Beschreibung nichtlinearer optischer Oberflächeneffekte mit Hilfe verkürzter Wellengleichungen. Die spontane und gestimulierte Raman-Spektroskopie, die kohärente aktive Raman-Spektroskopie [13] und der ramaninduzierte Kerreffekt, die inverse Ramanstreuung und die Zweiphotonenabsorption (an Oberflächenexzitonen), d.h. sowohl nichtlineare Frequenzmisch- bzw. Verstärkungsprozesse als auch durch Polarisationsfluktuationen hervorgerufene Streuprozesse lassen sich prinzipiell ebenso zur Untersuchung der Oberflächenphononen bzw. -polaritonen heranziehen d.h. als spektroskopische Untersuchungsmethoden für Oberflächen ausbauen. In diesem Abschnitt soll zuerst am Beispiel des nichtstationären RIKE danach an der aus den Polarisationsfluktuationen entstehenden Ramansteuerung das prinzipielle Vorgehen erläutert werden wobei wir uns auf die Aufstellung der Grundgleichungen beschränken wollen.

3.1. Ramaninduzierter Kerreffekt an Oberflächenpolaritonen¹⁾

Im Medium 1 ($z > 0$) werden die Oberflächenwellen durch die elliptisch polarisierte Laserstrahlung der Amplitude A_L und die Stokeswelle A_S^I biharmonisch gepumpt so daß in Gl. (18) die Treiberkraft

$$F_{\alpha\beta}^{(1+)}(t, x) = \frac{4\pi\omega_M^2}{c^2} \{ Z_\alpha^3 A_L(\tau_L) A_S^{I*}(\tau_S) \}_{z=0}, \quad F_{\alpha\beta}^{(2+)} = 0 \quad (19)$$

$$\tau_\alpha \equiv \{t - u_\alpha^{-1} z\}_{z=0} = t - rk_\alpha^2 k_\alpha^{-1} u_\alpha^{-1} \quad \alpha = L, S$$

$$Z_\alpha \equiv x \sin \Theta_\alpha + z \cos \Theta_\alpha, \quad \sin \Theta_\alpha \equiv k_\alpha^2 k_\alpha^{-1} \cos \Theta_\alpha, \quad z \equiv k_\alpha^2 k_\alpha^{-1} u_\alpha^{-1} \quad u_\alpha \equiv 0$$

¹⁾ Die aktive Ramansteuerung wird in [13] ausführlich diskutiert. Der Spezialfall des RIKE soll deshalb hier nur kurz behandelt werden.

und $w \equiv k_L - k_s \equiv (w_x, 0, w_z)$, $\omega_0 \equiv \omega_L - \omega_s$ als vorgegeben angesehen werden sollen. Die Größe χ_s bezeichnet die mit den Polarisationseinheitsvektoren der entsprechenden Felder gefaltete nichtlineare Suszeptibilität 2. Ordnung. Die Stokeswelle im Medium (1) setzt sich aus der linear polarisierten Pumpwelle A_S^I und der dazu senkrecht polarisierten Signalwelle A_S^{II} zusammen [14]:

$$E_S^{(r)}(t, r) = (e_S^I A_S^I(\tau_S) + e_S^{II} A_S^{II}(t, r, z)) e^{i\omega_M t - k_S r}, \quad (e_S^I e_S^{II}) = 0. \quad (20)$$

Unter der Annahme, daß ω_M genügend weit von allen Resonanzstellen entfernt liege und die Suszeptibilitäten 3. Ordnung vernachlässigbar seien (insbesondere auch γ_0 wegen der Pumplichtpolarisationsvariante [14]) ergibt sich mit der Abkürzung

$$B(t, x) = \chi_s A_S^{(I)*}(t, x)$$

aus (18), (19) und der nichtstationären Wellengleichung für die Stokes-Signalwelle

$$\left(v_M^{-1} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} - i\omega_M^{-1} (\omega_M - \omega_0 - i\Gamma_M) \right) B(t, x) = g_M A_L^I(\tau_L) A_S^I(\tau_S). \quad (21a)$$

$$\left(\frac{k_S^x}{k_S} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{k_S^z}{k_S} \frac{\partial}{\partial z} + u_S^{-1} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_S^{II}(x, z, t) = - \frac{2\pi i \omega_S^I}{c^2 k_S} \quad (21b)$$

$$\times B(t, x) A_L^I(\tau_L) e^{-(\omega_0^0 + iw_z)z},$$

$$g_M = \left(\frac{i\omega_M^2 w_x (\varepsilon_2 \chi_s^2 - \varepsilon_1 \chi_s^2)}{(\omega_M^2 (\varepsilon_1 - iw_z) (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2))} \right)_M, \quad w_x = \frac{\omega_M}{c} \left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \right)_M^{1/2}.$$

Dieses nichtstationäre Gleichungssystem läßt sich bei vorgegebenen Pumpimpulsen bei Vorgabe der Randbedingungen

$$A_S^{II}(t, x, z = 0) = 0, A_S^{II}(t, x = 0, z) = 0, B(x = 0, t) = 0$$

elementar integrieren [13]: es unterscheidet sich vom verkürzten Feldgleichungssystem des RIKE an Volumen-Polaritonen durch den Kopplungsfaktor g_M und den Faktor $\exp(-z_1^0 z - iw_z z)$ in (21b), wobei mit $z_1^0 z$ die Querdämpfung der Oberflächenwelle erfaßt wird und mit $w_z z$ eine Modulation der Signalwelle in z -Richtung zustande kommt, wenn die Pumpwellen L, S (18a), (19) die Oberflächenwelle nur mit der Wellenvektorfehlpassung w_z treiben.

3.2. Ramanstreuung an Oberflächenpolaritonen

Die Berechnung von Streuprozessen setzt die Einführung von klassischen Fluktuationsgrößen $g^{(r+)}(r, t)$ voraus [16]. In Analogie zur Ramanstreuung an Volumenpolaritonen [15, 17] nehmen wir an, daß für den Aufbau der Stokeswelle die Materie-Fluktuationen der Polarisation in den Medien 1 und 2 allein von Bedeutung sind. Diese sind in der Wellengleichung (1) in $F^{(r+)}(r, t)$ enthalten:

$$F^{(r+)}(r, \omega) \rightarrow F^{(r+)}(r, \omega) + \frac{4\pi\omega^2}{c^2} g^{(r+)}(r, \omega).$$

$F^{(r+)}$ bezeichnet im folgenden wieder die äußeren Treiberkräfte. Der Korrelator der Fluktuationsquellen wird durch das Fluktuations-Dissipationstheorem [16] gegeben

$$\langle g_i^{(r+)}(r, \omega) g_j^{(r+)}(r', \omega') \rangle = 2\hbar\epsilon'' \operatorname{eth} \zeta \delta_{ij} \delta_{rs} \delta(r - r') \delta(\omega - \omega'), \quad (22)$$

$$\zeta \equiv \hbar\omega / (2k_B T)^{-1}$$

Hierbei ist $\operatorname{eth} \zeta = \bar{n}_\omega - (\bar{n}_\omega + 1)$, $\bar{n}_\omega \equiv (e^{\zeta\omega} - 1)^{-1}$. Da die quantenmechanische Betrachtung ergibt, daß bei der Registrierung des Stokes-Streuprozesses nur der Anteil $(\bar{n}_\omega + 1)$ von Bedeutung ist [17], soll $\operatorname{eth} \zeta$ weiterhin durch $(\bar{n}_\omega + 1)$ ersetzt werden. In dieser klassischen Beschreibung ist die Reihenfolge der Fluktuationsgrößen in (22) vertauschbar.

Im Kleinsignalfall ergeben sich aus (15) und aus der Stokeswellengleichung mit Erfüllung der „langsamen“ Amplituden für das Oberflächenpolaritonfeld und die Fluktuationsgroße

$$E_r^{(r-)}(r, t) = \int \frac{dk_y}{2\pi} A_r^{(r)}(t, x, k_y) e^{i(\omega_r t - u_x x) + (-1)^k_y z - ik_y u},$$

$$g_r^{(1+)}(r, t) = \int \frac{dk_y}{2\pi} \tilde{g}_r(t, x, z, k_y) e^{i(\omega_0 t - u_x x - u_z z) - ik_y u}$$

und für das Laser- bzw. Stokesfeld

$$E_L^{(1+)}(r, t) = e_L A_L(t - u_L^{-1} Z_L) e^{i(\omega_L^0 t - k_L^0 r)},$$

$$E_S^{(1+)}(r, t) = \int \frac{dk_y}{2\pi} e_S A_S(t, x, z, k_S^y) e^{i(\omega_S^0 t - k_S^0 x - k_S^0 z) - ik_y u},$$

$$\omega_0 \equiv \omega_L^0 - \omega_S^0, \mathbf{w} \equiv \mathbf{k}_L^0 - \mathbf{k}_S^0 = (w_x, k_y, w_z), k_y = -k_S^y$$

$$\mathbf{k}_S = (k_S^0 x, k_S^y, k_S^z), (x_r^0(\omega_0, w_x, k_y))^2 = w_x^2 + k_y^2 - \frac{\omega_0^2}{c^2} \epsilon_r(\omega_0)$$

die nichtstationären Bewegungsgleichungen im Medium $z > 0$:

$$\begin{aligned} & \left\{ v_M^{-1} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} - iv_M^{-1}(\omega_M - \omega_0 + i\Gamma_M) \right\} A_\mu^{(r)}(t, x, k_y) \\ &= -i \frac{\pi \omega_M^2}{w_x c^2 \chi_1^M} R_{\mu r}^{(1)} \cdot \left\{ \chi_r^* A_L(\tau_L) \int_0^\infty A_S^*(t, x, k_y, z') e^{-(\kappa_1^M + iu_z)z'} dz' \right. \\ & \quad \left. + \int_0^\infty \tilde{g}_r(t, x, k_y, z') e^{-(\kappa_1^M + iu_z)z'} dz' \right\}, \end{aligned} \quad (23a)$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{k_S^0 x}{k_S^0} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{k_S^0 z}{k_S^0} \frac{\partial}{\partial z} + u_S^{-1} \frac{\partial}{\partial t} + \alpha_S \right) A_S(t, x, z, k_S^y) \\ &= -\frac{2\pi i \omega_S^0}{c^2 k_S} \delta_{1,1} \chi_r A_L^{(r)*}(t, x, k_y) A_L(\tau_L) e^{-\kappa_1^0 + iu_z z}. \end{aligned} \quad (23b)$$

Dabei wurde angenommen, daß ϵ_2 reell sei und $g_r^{(2+)}$ entfällt. Nur das Medium $z > 0$ besitze eine nichtlineare Suszeptibilität χ . Mit der Fluktuationsskraft \tilde{g}_r sind auch $A_r^{(r)}$, A_S stochastische Größen. Gl. (23a) entspricht einer Langevin-Bewegungsgleichung. Der erste Summand auf der rechten Seite von Gl. (23a) ist im Falle der stimulierten Streuung von Bedeutung und kann bei der spontanen Streuung vernachlässigt werden. Die gestimulierte Stokesamplitude A_S , die im Gebiet $0 \leq z \leq \kappa_1^{-1}$ anwächst, treibt (mit dem Gewichtsfaktor $\exp(-z_1 z)$ multipliziert und integriert) das Polaritonfeld zu beiden Seiten der Grenzfläche $z = 0$. Jedoch mit (23b) geht davon nur der Anteil von $z > 0$ in die Trägerkraft für die Stokesamplitude ein, hier bezeichnet χ_S den linearen Absorptionskoeffizienten bei ω_S , der die Schwelle des gestimulierten Prozesses beeinflußt. Im Falle $0 < \chi_S (\ll \kappa_1)$ muß hier in $A_L(\tau_L)$ die lineare Pumplaserabsorption (im Gegensatz zu Streuung an Volumenpolaritonen [18]: Einstrahlung derart, daß $k_L^0 \neq 0$) nicht berücksichtigt werden, da der Streuprozeß nur im Gebiet $0 \leq z \leq \kappa_1^{-1}$ erfolgt. Dieser Umstand erleichtert schon die Berechnung des stationären Prozesses wesentlich.

3.2.1. Stationäre spontane Ramanstreuung

Für die stationäre spontane Stokesstreuung im Oberflächenpolaritonen-Absorptionsgebiet ($\partial/\partial v \ll v_M^{-1}\Gamma_M$) gestaltet sich mit $k_S^0 = 0$ (Beobachtungsrichtung senkrecht zur Oberfläche) die Lösung von (23a, b) besonders einfach:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \alpha_S \right) A_S(\omega_S, k_S^z, z) = -i \frac{2\pi^2 n_S^2 \omega_M^2 v_M^{-1} \chi_M R_{\mu\mu}^{11*}}{c^4 k_S^0 w_x \chi_1^M (\omega_M - \omega_0 - i\Gamma_M)} \\ \times \int_0^\infty dz' \tilde{g}_S^*(\omega, k_z, z') \exp[-(z_1^M - iw_z) z' - (z_1^M + iw_z) z],$$

$$S_S(z) = \frac{cn_S}{2\pi} \langle E_S^{(+)}(r, t) E_S^{(-)}(r, t) \rangle = \int \frac{d\omega_S}{2\pi} \int d\Omega_S B_S(\omega_S, \Omega_S, z), \quad (24a)$$

$$\langle A_S(\omega_S, k_S^z, z) A_S^*(\omega_S, k_S^z, z) \rangle = R_S(\omega_S, k_S^z, z) \delta(\omega_S - \omega_S) \delta(k_S^z - k_S^z). \quad (24b)$$

$$B_S(\omega_S, \Omega_S, z) \equiv \frac{\omega_S^2 n_S^3 \cos \Theta_S}{c(2\pi)^6} R_S(\omega_S, k_S^z, z) \\ = \frac{8 \pi \hbar \epsilon_1''(\omega_M) (\bar{n}(\omega_M) + 1) n_S \omega_S^4 \omega_M^2 v_M^2 \chi_2^M (w_x^2 + w_z^2)_M}{n_L \{(\omega_M - \omega_0)^2 + \Gamma_M^2\} [(z_1^M - \alpha_S)^2 + w_z^2] (\epsilon_1^2 - \epsilon_2^2)_M w_x^2 z_1^M} \\ \times |\chi_1 w_x + i \chi_3 \chi_2|_M^2 \cdot I_L \cdot |e^{-(\alpha_S + iw_z)z} - e^{-\alpha_S z}|^2, \quad (25)$$

$$\Theta_S = 0^\circ, \alpha_S = z_1^M, w_x = k_L^0 z, w_z = k_L^0 z - k_S^0 z, I_L \equiv \frac{cn_L}{2\pi} |A_L|^2.$$

Die Größe $\Omega_S = k_S/k_S$ bezeichnet den Raumwinkel, in den gestreut wird. Die in der z -Richtung gestreute Spektralichte B_S wächst bis $z \approx 3z_1^{-1}$ an und ist nur $\cos \omega_z z$ moduliert. Für $\alpha_S \rightarrow 0$, $z \gg z_1^{-1}$ erreicht B_S seinen Maximalwert, der letzte Betrag in (25) erreicht den Wert 1. Der Faktor $[w_x v_M (\epsilon_1^2 - \epsilon_2^2)_M^{-1}]^2$ strebt bei der Oberflächenwellengrenzfrequenz ($v_r \rightarrow \infty, \epsilon_1 + \epsilon_2 \rightarrow 0$) gegen einen endlichen Grenzwert (beachte (7)), dieser Sachverhalt ist nur (21a, b) für $g_M v_M$ in gleicher Weise gültig.

Die mit (23), (25) gegebene Beschreibung des spontanen Ramaneffektes an Oberflächenpolaritonen ist ebenso wie im Falle der Volumenpolaritonen, sehr anschaulich, die in [12.] diskutierten stationären Spezialfälle sind in (23), (25) bzw. im allgemeinen Fall der Gl. (15) enthalten.

3.2.2. Stationäre stimulierte Ramanstreuung

Mit (23a, b) und $\alpha_S = 0$ sowie der Näherung $\frac{\partial}{\partial x} \ll \Gamma_M v_M^{-1}$ ist die stationäre Bewegungsgleichung für $A_S(\omega, x, z; k_S^y) \equiv A_S(r, z)$ zu lösen ($z_1^0 \approx z_1^M \equiv$

$$\left(\frac{k_S^0}{k_S^0} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{k_S^0}{k_S^0} \frac{\partial}{\partial z} \right) A_S(x, z) = -i C_S A_L B(x) e^{-(\alpha_S + iw_z)z} \quad (26a)$$

$$B(x) = a(x) + g(x), \quad (26b)$$

$$B(x) \equiv \chi_r A_r^{(1)}(\omega, k_y, x), \quad g(v) \equiv \Theta(x) C_r \int_0^\infty \tilde{g}_r(\omega, k_y, x, z') \\ \times \exp[-(z_1 - iw_z) z'] dz', \\ \chi_r \equiv v_M^{-1} (\omega_M - v + i\Gamma_M) \quad a(v) \equiv C_r \chi_r A_L \quad (26c)$$

$$\int_0^\infty A_S(x, z') e^{-(\alpha_S + iw_z) z'} dz'.$$

$$C_r = \frac{\pi v_M^2 I_L}{n_L^2 z_1^M}, \quad \chi_r R_{\mu\mu}^{11*}, \quad C_S = \frac{2\pi v_M^2}{c^4 k_S^0}, \quad q = \frac{k_S^0}{k_S^0}, \quad \Theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{für } x > 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Es ergibt sich ($k_s^{0x} \cdot k_s^{0z} \neq 0$):

$$A_S(x, z) = -\frac{k_s^0}{k_s^{0r}} C_S A_L \int_{x-q^{-1}z}^x d\xi B(\xi) \epsilon(\xi) e^{-(\nu_1 + i\omega_1)z - (\nu - \xi)} \quad (27)$$

und die Randbedingungen $A_S(x, z=0) = 0$ und $A_S(x=0, z) = 0$ sowie $B(0) = 0$ werden erfüllt. Durch Integration von (27) über z und anschließender Differentiation ergibt sich mit (26 c)

$$\left(\frac{d}{dx} + (\nu_1 - i\omega_1) g \right) a(x) = G B(x) = G(a(x) + g(x)). \quad (28)$$

$$G \equiv -i \frac{\pi^2 w_M^2 \omega_s^{02}}{\alpha_r \nu_1^2 k_s^{0x} w_x c^4} \chi_\mu R_{\mu\nu}^{11*} \chi_\nu |A_L|^2,$$

aus deren Lösung (Randbedingung $a(0) = 0$) sich mit (26 b) und (27) die Streuamplitude errechnet:

$$A_S(x, z) = \frac{-ik_s^0 C_S A_L}{k_s^{0r}(G - 2q\nu_1)} \left[\int_0^{q^{-1}z} d\xi \cdot g(x - \xi) \{ G e^{[G - q(\nu_1 - i\omega_1)]\xi} - 2q\nu_1 e^{q(\nu_1 + i\omega_1)\xi} \} \right. \\ \left. + (1 - e^{-(G - 2q\nu_1)q^{-1}z}) \int_{q^{-1}z}^x d\xi g(x - \xi) e^{[G - q(\nu_1 - i\omega_1)]\xi} \right] e^{-(\nu_1 + i\omega_1)z}. \quad (29)$$

Der erste Integralausdruck in (29) ist unabhängig von x , d.h. nur der zweite Ausdruck wird zu einer Verstärkung der Streuwelle längs x führen können. Unter Verwendung der Korrelatoren (22) ergibt sich mit dem zweiten Integralausdruck in (29) die x -Abhängigkeit der Streuintensität (analog zu (24 a, b)) für $x > q^{-1}z$:

$$\langle A_S(x, z) A_S(x, z) \rangle \sim |e^{(Gq^{-1} - 2\nu_1)z} - 1|^2 (e^{2Re(G - q\nu_1)r - q^{-1}z} - 1) \quad (30)$$

(für $x < q^{-1}z$ verschwindet dieser x -abhängige Beitrag, siehe (29)). Für $z = 0$ und für $z = qx$ wird (30) verschwinden. Eine stimulierte Streustrahlung (Verstärkung) längs x ist prinzipiell nur in solchen k_S -Richtungen möglich, wo der Verstärkungsfaktor

$$2ReG > 2q\nu_1 \quad (31)$$

ist, d.h. (wegen $\nu_1 > ReG$) nur in oberflächennahen Richtungen $k_s^{0z} \ll k_s^{0r}$. Die Querdämpfung $2q\nu_1$ spielt hier also die Rolle einer Schwelle für die SRS an Oberflächenpolaritonen. Einerseits wird A_S direkt durch die quergedämpfte Oberflächenwelle getrieben (und diese Querdämpfung bewirkt im k_S -Richtung eine Dämpfung von A_S mit g_{11}), zum anderen aber wird die Treiberkraft $B(r)$ selbst wieder durch A_S getrieben, so daß sich $2q\nu_1$ als Schwelle ergibt. Der Ausdruck für die positive Verstärkung $2ReG$ (siehe 28) besitzt die übliche aus der SRS an Volumenpolaritonen bekannte Gestalt, wobei hier aber die Linieneform χ_μ um die Oberflächendispersionskurve $\omega_M(\nu - k_z)$ versetzt ist und die Matrix $R_{\mu\nu}^{11}$ die Effektivität charakterisiert (Kopplungsparame. r mit der die Oberflächenwellen durch äußere (nichtlineare) Kräfte getrieben werden). Im Unterschied zu [12] (Licholit u.a.) wurde in (30) $k_s^{0z} \neq 0$ vorausgesetzt, so daß sich das Schwellverhalten der SRS für verschiedene k_S -Richtungen bzw. die SRS-Induktivität im k -Raum $r = 1$ mit χ^0 ergibt. Effektiv ist die SRS an Oberflächenwellen jedoch nur dann, wenn k_L und k_S in der Oberfläche beginnen ($k_L^z = 0$) und in diesen Fall wird die in (26a) vernachlässigte lineare Absorption α_S für die Schwelle verantwortlich.

In den Abschnitten 3.1. und 3.2 wurden die Grundgleichungen für die Signallwellen stets nur innerhalb des Mediums 1 ($z > 0$) formuliert. Zum Vergleich der Rechnung mit dem Experiment müssen noch die geometrischen und energetischen Übergangsbedingungen (Fresnel'schen Formeln) zwischen den Medien berücksichtigt werden:

1. Schlußbemerkung

Die dargelegte Methode zur Aufstellung von verkürzten nichtstationären Wellengleichungen für elektromagnetische Oberflächenwellen ist nicht nur auf den Fall einer Grenzfläche anwendbar, sondern kann durchaus bei zwei und mehreren Grenzflächen, d. h. z. B. bei Mehrschichtsystemen Verwendung finden. Der mathematische Aufwand erhöht sich derart, daß jede weitere Grenzfläche den Grad des aus den Randbedingungen folgenden Gleichungssystems (4a-d) um sechs erhöht. Auch die Dispersionsrelationen nehmen eine sehr komplizierte Gestalt an [5, 9, 12-13]. Trotz dieses Aufwandes ist die Aufstellung verkürzter nichtstationärer Bewegungsgleichungen analog zu (15) wünschenswert, da damit das zeitliche und raumliche Verhalten der Felder in einfachster Weise beschrieben werden kann und auch prinzipiell das Fluktuationsverhalten von Materie und Feld durch Gleichungen von Langevin-Typ erfaßt werden kann. In ähnlicher Weise lassen sich auch die mit anderen fluktuiierenden Materialparametern oder die mit der Grenzflächenrauhigkeit verbundenen Effekte, wie z. B. Kopplung von Volumen- und Oberflächenwellen, durch Mitnahme stochastischer inhomogener Treiberkräfte in den langsamten Feld-Bewegungsgleichungen beschreiben, was wir an anderer Stelle darlegen werden.

In dieser Arbeit wurden nur nichtlineare spektroskopische Verfahren betrachtet, bei denen die elektromagnetischen Oberflächenfelder nur mit der Polarisierung der Materie wechselwirken. Das dargelegte Verfahren läßt sich jedoch auch auf solche Fälle erweitern, wo im Medium 1 oder 2 invertierte Zustände vorliegen, so daß die Verstärkung laufender bzw. die Generation stehender Oberflächenwellenmoden zu diskutieren wäre, bzw. wo ganz analog zum Volumenfall, auch die Dynamik der Inversionsgleichung für die Oberflächenzustände in die Rechnung einbezogen werden mußte.

Literaturverzeichnis

- [1] A. OTTO, Z. Phys. **216**, 398 (1968), Festkörperprobleme XIV, 1 (1974) Pergamon, Vieweg
- [2] C. B. DUKE u. R. L. PARK, Phys. Today **25**, 23 (1972).
- [3] H. IBACH, Phys. Rev. Lett. **24**, 1416 (1970)
- [4] A. S. BARKER, Phys. Rev. Lett. **28**, 892 (1972)
- [5] R. RUPPIN u. R. ENGLMAN, Rep. Progr. Phys. **33**, 149 (1970),
V. M. AGRANOVICH, Usp. Fiz. Nauk **115**, 199 (1973);
G. BORSTEL, H. J. FALGE u. A. OTTO, Springer tracts Mod. Phys. **74**, 107 (1974),
G. BORSTEL u. H. J. FALGE, Phys. Status Solidi (b) **83**, 11 (1977).
- [6] H. KOGELNIK, An Introduction to Integrated Optics, IEEE Trans. MTT **23**, 2 (1975); Usp. Fiz. Nauk **121**, 695 (1977).
- [7] R. ULRICH, JOSA **60**, 1337 (1970); **61**, 1467 (1971).
- [8] K. OGAWA, W. S. C. CHANG, B. L. SOPOKI u. I. J. ROSENBAUM, IEEE J. QE **9**, 29 (1973)
- [9] D. I. EVANS, S. USHIODA u. J. D. McMULLEN, Phys. Rev. Lett. **31**, 369 (1973);
D. L. MILLS u. A. A. MARADUDIN, Phys. Rev. Lett. **31**, 372 (1973)
- [10] F. DE MARTINI, M. COLOCCI, S. E. KOHN u. Y. R. SHEN, Phys. Rev. Lett. **38**, 1223 (1977)
- [11] R. RUPPIN u. R. ENGLMAN, in Proc. of the Intern. Conf. on Light Scattering Spectra of Solids, Ed. G. B. WRIGHT, N.Y., Springer (1969), p. 157.
- [12] V. L. STRIZHEVSKIY u. Yu. N. YASHKIN, Phys. Status Solidi (b) **69**, 175 (1975);
N. J. LIKHOLIST u. V. L. STRIZHEVSKIY, Yu. N. YASHKIN, Kvantovaya Elektron. **3**, 157 (1976);
Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **23**, 269 (1977).
J. S. NKOMA u. R. LONDON, J. Phys. Lond. C - Solid Stat. Phys. **8**, 1950 (1975);
V. M. AGRANOVICH u. P. S. ZH. Eksp. Teor. Fiz. **19**, 28 (1974)
V. M. AGRANOVICH u. T. A. LESKOVA, Izv. Akad. Nauk SSSR Ser. Fiz. **17**, 597 (1975)

- [13] N. J. LICHOLIT, H. E. PONATH, V. L. STRIZHEVSKII, Y. N. YASIPEN, II. Allunionskonferenz „Raman-pektroskopie“, Moskau, 1975, Thesen S. 177, Veröffentlichten in Vorbericht.
- [14] H. E. PONATH u. K. KNEIPP, Ann. Physik, Leipz. 35, 29 (1978);
J. BERGMANN u. K. KNEIPP, Phys. Status Solidi (b) 86, 215 (1978)
- [15] V. L. STRIZHEVSKII, V. V. OBUKHOVSKII u. H. E. PONATH, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 61, 537 (1971);
D. N. KLYSHKO, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 64, 1160 (1973)
- [16] L. D. LANDAU u. E. M. LIFSCHEITZ, Elektrodynamik der Kontinua, Fiz. mat. Moskau (1959)
- [17] V. L. STRIZHEVSKII u. V. V. OBUKHOVSKII, Phys. Status Solidi (b) 53, 603 (1972)
- [18] V. V. OBUKHOVSKII u. V. L. STRIZHEVSKII, Opt. Spektrosk. 35, 48 (1973)

Bei der Redaktion eingegangen am 22. August 1978, berichtet 5. 5. 1979

Anschr. d. Verf.: E. PONATH
→ Friedrich-Schiller-Universität
DDR-69 Jena, Max-Wien-Platz 1